

УДК 621.396.677.45

Л.М. Лобкова, проф., д-р техн. наук,

А.Г. Шестаков,

В.Г. Щебетовский

Севастопольский национальный технический университет

Студгородок, г. Севастополь, Украина, 99053

E-mail: rt.sevgtu@stel.sebastopol.ua

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕЧАТНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Выведены формулы для численных расчётов амплитудно-фазового распределения поля в синфазных апертурах печатного излучателя, которые позволяют учесть влияние стороннего тока.

Применение интегральной технологии привело к необходимости разработки антенно-фидерных устройств с заданными габаритными, весовыми, электродинамическими и другими параметрами. Особое направление в технике антенн определяется разработкой микрополосковых антенн (МПА), которые способны излучать поля с произвольной поляризационной структурой.

Класс МПА отличается от традиционной техники построения антенных систем большим разнообразием типов антенн, кроме того, применяются гибридные конструкции, объединяющие различные типы МПА, так, например, вибраторные в виде металлических полосок, щели, возбуждаемые МПА, плоские МПА резонансного типа и другие. Конструктивной основой излучающего элемента является слой диэлектрика с заданным значением ϵ , μ и один или несколько металлических экранов.

В настоящее время получили широкое распространение два класса излучателей:

- 1) линейный микрополосковый вибратор, возбуждаемый поверхностной волной;
- 2) двумерный печатный излучатель, возбуждаемый пространственной волной, математическая модель которого основана на применении теории прямоугольного волновода (либо резонатора) с магнитными стенками.

Характеристики излучения линейного микрополоскового излучателя рассчитываются с применением уравнения Поклингтона, по аналогии с симметричным вибратором. Дальнейший анализ будет посвящён только печатным излучателям.

Сформулируем задачу следующим образом. Пусть в декартовой системе координат расположен прямоугольный волновод вдоль оси z и длина волновода равна L ; широкие стенки расположены в плоскостях $x = a/2$ и $x = -a/2$ (см. рис. 1). Пусть волновод возбуждается электрическим диполем с моментом тока, равным $I_l l_\theta$ и направленным вдоль оси x . Здесь I_l – ток на зажимах диполя; l_θ – действующая длина, равная

$$l_{\partial} = \frac{2(1 - \cos kl)}{k \sin kl},$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; l – геометрическая длина.

Отверстие связи, через которое подключается сторонний ток, расположено в точке с координатами z_0, y_0 . В этом случае плотность стороннего тока можем записать в виде:

$$J_x = I_l \cdot l_{\partial} \cdot \delta(y - y_0) \cdot \delta(z - z_0). \quad (1)$$

Предположим, что внутренняя область волновода заполнена однородной средой с абсолютной диэлектрической проницаемостью ϵ_a и магнитной проницаемостью μ_0 . Далее необходимо определить амплитудно-фазовое распределение поля в поперечных плоскостях волновода при $z = 0$ и $z = L$ при заданных значениях z_0 и y_0 , а затем исследовать поле излучения двух апертур в плоскостях $z = 0$ и $z = L$, определить оптимальное расстояние между ними, т.е. продольную координату L .

К решению данной задачи можно подойти различными способами. Например, найти выражения для векторных потенциалов электрических и магнитных сторонних токов, удовлетворяющих граничным условиям при $x = 0$ и $x = a$; можно использовать тензорные функции Грина [1–3]. Однако более наглядным кажется путь, когда на основании волновых уравнений для векторов электрического и магнитного полей это решение представляется в виде наложения собственных электрических и магнитных волн для продольных составляющих напряженности поля $E_z(x, y, z)$. Затем поперечные составляющие поля выражаются через продольные. Поперечные составляющие напряженности поля определяются в виде рядов по собственным типам волн

$$E_i = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} E_{inm}; H_i = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} H_{inm},$$

где $i = x, y$.

Тогда для магнитных типов волн ($E_z = 0$) можем записать:

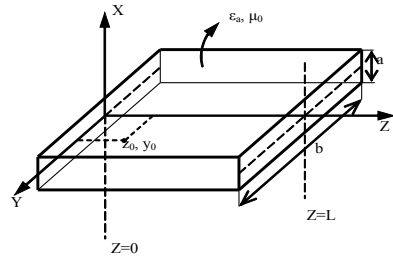


Рисунок 1 – Прямоугольный волновод

$$\begin{aligned}
E_{xnm} &= -\frac{j\omega\mu_0}{\left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{b}\right)^2} \cdot \frac{\partial H_{znm}}{\partial y}, \\
H_{xnm} &= \frac{\pm\gamma}{\left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{b}\right)^2} \cdot \frac{\partial H_{znm}}{\partial x}, \\
E_{ynm} &= \frac{j\omega\mu_0}{\left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{b}\right)^2} \cdot \frac{\partial H_{znm}}{\partial x}, \\
H_{ynm} &= \frac{\pm\gamma}{\left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{b}\right)^2} \cdot \frac{\partial H_{znm}}{\partial y}.
\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь $\gamma = \sqrt{\left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{b}\right)^2 - k^2}$ – постоянная распространения, а критическая длина волны

$$\lambda_{крnm} = \frac{2\pi}{\sqrt{\left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{b}\right)^2}}.$$

Формулы (2) определяют поперечные составляющие электромагнитного поля для произвольного положения стороннего тока.

Фазовая скорость v_ϕ и длина волны λ_ϕ в волноводе, заполненного диэлектриком, определяется соотношениями

$$v_\phi = \frac{v_\varepsilon}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_\varepsilon}{\lambda_{крnm}}\right)^2}}; \quad \lambda_\phi = \frac{\lambda_\varepsilon}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_\varepsilon}{\lambda_{крnm}}\right)^2}},$$

где $v_\varepsilon = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$, $\lambda_\varepsilon = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon}}$ – соответственно фазовая скорость и длина волны в данной среде с показателем преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$; ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Таким образом, от мест расположения стороннего тока $\overline{I_{cm}}$ распространяются бегущие волны как в направлении, $z > 0$ так и $z < 0$.

Волновод является фильтром типов волн, и выделяет только те типы волн, для которых $\lambda_{кр nm} > \lambda_{\epsilon}$.

Учитывая соотношение (1), можем записать формулы для продольных составляющих напряжённости электрического и магнитного полей в виде [3]:

$$E_{z nm} = \mp \frac{2\pi n}{a^2 b} \cdot \frac{J_x}{j\omega \epsilon_a} \cdot \sin\left(\frac{\pi n}{a}x\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi m}{b}y\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi m}{b}y_0\right) \cdot e^{\pm \gamma(Z-Z_0)}; \quad (3)$$

$$H_{z nm} = -\frac{\pi m}{a^2 b} \cdot \frac{J_x}{\gamma} \cdot \cos\left(\frac{\pi n}{a}x\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi m}{b}y\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi m}{b}y_0\right) \cdot e^{\pm \gamma(Z-Z_0)}.$$

На основании (3) определяется доминантная волна, для которой выполняются равенства $n = 0$ и $m = 1$. При этом исчезают электрические типы волн, т.е. $E_{z nm} = 0$, а продольная магнитная волна записывается в виде

$$H_{z01} = -\frac{\pi}{ab^2} \frac{J_x}{\sqrt{\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - k^2}} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{b}y\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{b}y_0\right) \cdot e^{\pm \sqrt{\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - k^2}(Z-Z_0)}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2) и выполняя дифференцирование H_{z01} , получаем для поперечных составляющих поля в плоскости xy следующие формулы:

$$E_{x01} = -\frac{j\omega \mu_0}{ab} \frac{J_x}{\sqrt{\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - k^2}} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{b}y_0\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) \cdot e^{\pm \sqrt{\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - k^2}(Z-Z_0)}; \quad (5)$$

$$H_{y01} = \pm \frac{J_x}{ab} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{b}y_0\right) \cdot e^{\pm \sqrt{\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - k^2}(Z-Z_0)}. \quad (6)$$

Таким образом, на основании формул (4) – (6) можно рассчитывать поле как в плоскостях апертур, расположенных при $z = 0$ и $z = L$, так и, учитывая выполнение граничных условий, на боковых стенках волновода, представляя их открытыми.

Особое внимание необходимо обратить на частотные характеристики печатного излучателя, которые в значительной степени определяются как собственным входным сопротивлением, так и местоположением штыря ($z_0 y_0$).

Последнее не может быть чисто реактивным [2] и обязательно содержит активную составляющую, которая определяется наличием поля излучения внутри волновода.

Предложенная уточнённая математическая модель позволяет исследовать как поляризационную структуру поля излучения, так и частотные свойства печатного излучателя с большей точностью. Перспективой разви-

тия данной математической модели является возможность исследования миниатюрных антенных систем и многослойных МПА, в частности, для применения в спутниковых системах навигации.

Библиографический список

1. Панченко Б.А. Микрополосковые антенны / Б.А. Панченко, Е. И. Нефедов. — М.: Радио и связь, 1986. — 144 с.
2. Филиппов В.С. Математическая модель и результаты исследования характеристик печатных излучателей в плоских ФАР / В.С. Филиппов. — М.: Радио и связь, 1985. — С.17 – 63.
3. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны /Л.А. Вайнштейн. — М.: Радио и связь, 1988. — 440 с.

Поступила в редакцию 28.02.2006 г.